



**KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH**

Institut für Chemische Technologie

**Scale Up der Anströmeinheit eines  
Wirbelschichtofens zur Beschichtung  
von HTR-Brennstoffen**

von

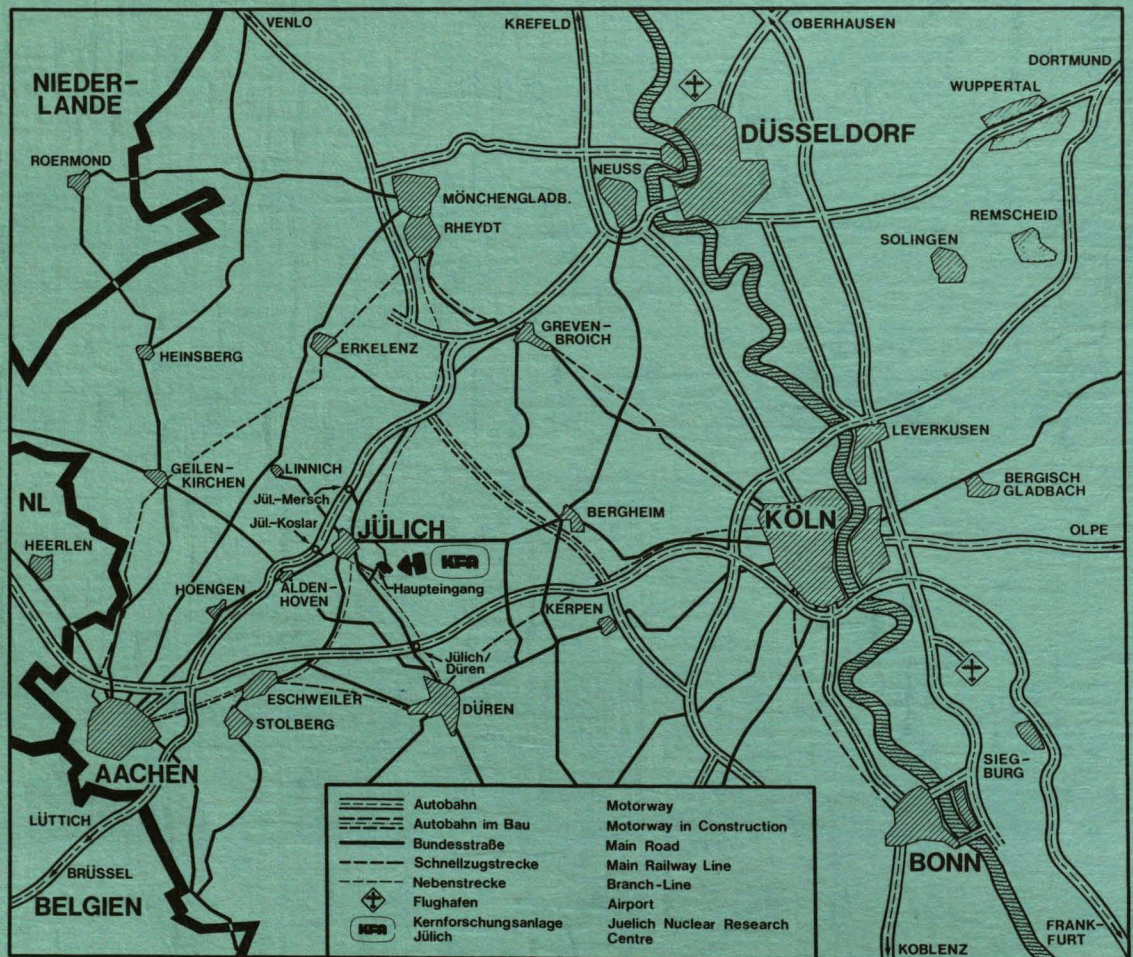
**E. Barnert**

**Jül - 1678**

**September 1980**

ISSN 0366 - 0885





Als Manuskript gedruckt

**Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1678**  
 Institut für Chemische Technologie Jül - 1678

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,  
 Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)  
 Telefon: 02461/611 · Telex: 833556 kfa d



**Scale Up der Anströmeinheit eines  
Wirbelschichtofens zur Beschichtung  
von HTR-Brennstoffen**

**von**

**E. Barnert**

# SCALE UP OF A GAS INJECTOR FOR HTR FUEL COATING IN FLUIDIZED BEDS

by  
Eike Barnert

## ABSTRACT

For coating HTR-fuel in fluidized bed furnaces special gas injectors are used to blow the coating gas and the dilution gas into the fluidized bed. Fluiddynamic studies for the scale up of an injector with laminar gas flow are described in this report.

A technique for unloading the coated particles from the fluidized bed furnace by gravity is introduced.

## SCALE UP DER ANSTRÖMEINHEIT EINES WIRBELSCHICHTOFENS ZUR BE- SCHICHTUNG VON HTR-BRENNSTOFFEN

von  
Eike Barnert

### KURZFASSUNG

Bei der Beschichtung von HTR-Brennstoffen im Wirbelschichtofen werden das Beschichtungs- und Trägergas mit geeigneten Anströmeinheiten in das Wirbelbett eingeleitet.

In der vorliegenden Arbeit wird über fluiddynamische Untersuchungen zum scale up einer Anströmeinheit mit laminarer Gasführung berichtet.

Ein Verfahren und eine Vorrichtung zum Abziehen der heißen beschichteten Partikeln durch Schwerkraft werden vorgestellt.

## INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. GRUNDLAGEN ZUR FUNKTION DER ANSTRÖMEINHEIT	2
2.1 Beschreibung der Arbeitsweise der Anströmeinheit	2
2.2 Einzuhaltende Bedingungen	4
2.2.1 Laminarität des Zentralstrahles	4
2.2.2 Balancegeschwindigkeit für das Partikelbett	5
3. VERGRÖSSERUNG DER ANSTRÖMEINHEIT	8
3.1 Allgemeine Betrachtungen	8
3.2 Theoretische Grundlagen	8
3.2.1 Erhöhung des Besichtigungsgas-Angebotes	8
3.2.2 Balancegeschwindigkeit für das Partikelbett	12
3.2.3 Kontraktion des Zentralstrahles	14
3.3 Experimentelle Untersuchungen	18
3.3.1 Allgemeines	18
3.3.2 Versuchsaufbau	18
3.3.2.1 Modell der Anströmeinheit	20
3.3.3 Erfassung der Meßdaten	22
3.3.4 Versuchsergebnisse	25
3.3.4.1 Maximaler Zentralstrahldurchsatz	25
3.3.4.2 Balancegeschwindigkeit für das Partikelbett	26
3.3.4.3 Grenzkurven des minimal möglichen Ringstrahldurchsatzes	28
4. ABZIEHEN DER BESCHICHTETEN PARTIKELN	31
5. ZUSAMMENFASSUNG	35
6. LITERATURVERZEICHNIS	36

## 1. EINLEITUNG

Die Beschichtung des HTR-Brennstoffes mit Pyrokohlenstoff erfolgt im Wirbelschichtofen. Hierbei wird ein geeignetes Beschichtungsgas wie Azetylen oder Propylen in das Wirbelbett, das aus den zu beschichtenden Brennstoffkernen gebildet wird, eingeleitet. Bei Temperaturen zwischen  $1000^{\circ}\text{C}$  und  $1500^{\circ}\text{C}$  findet eine thermische Zersetzung des Beschichtungsgases statt. Der hierbei freiwerdende Kohlenstoff scheidet sich als Pyrokohlenstoff auf den Oberflächen der Brennstoffkerne ab.

Um eine bevorzugte Bewegung des Wirbelbettes zu garantieren sowie zur Beeinflussung der örtlichen Konzentration des Beschichtungsgases, wird das Wirbelbett zusätzlich mit einem Trägergas, i. a. Argon, angeströmt. Beschichtungsgas und Trägergas werden mittels geeigneter Anströmeinheiten in das Wirbelbett eingeleitet.

Die Anströmeinheit ist die kritischste Komponente eines Beschichtungssofens. Ihre Funktionsweise ist bestimmend für die Auslegung des Beschichtungssofens und der gesamten Anlage.

Die in den heute existierenden Beschichtungsanlagen verwendeten Anströmeinheiten haben den Nachteil, daß sich an ihren Oberflächen Aufwachungen von Pyrokohlenstoff bilden, die einen negativen Einfluß auf die Qualität der Schichtmaterialien haben. Um diesen Einfluß möglichst gering zu halten, werden die Anströmeinheiten nach jedem Beschichtungsvorgang ausgewechselt oder zumindest gereinigt. Das bedeutet, daß der Beschichtungssofen nach jedem Beschichtungsvorgang abkühlen muß. Um die hierdurch entstehenden Totzeiten möglichst gering zu halten, werden die Öfen mit Wasser gekühlt. Die Wasserkühlung ist jedoch im Heißzellenbetrieb bei der Refabrikation des wiederaufgearbeiteten Kernbrennstoffes aus Kritikalitätsgründen unerwünscht.

Im Institut für Chemische Technologie der Kernforschungsanlage Jülich wurde in den letzten Jahren eine Anströmeinheit für einen Beschichtungssofen speziell für den Einsatz in der Refabrikation im Labormaßstab erfolgreich erprobt. Die Anström-

einheit zeichnet sich durch folgende Punkte aus:

- Bei der Beschichtung entstehen auf den Oberflächen der Anströmeinheit nur sehr geringe Ablagerungen von Pyrokohlenstoff, die einen dünnen, glatten Belag bilden, der die Bewegung des Wirbelbettes nicht beeinflusst. Hierdurch sind eine große Anzahl von Beschichtungsvorgänge hintereinander ohne Wartung möglich. Die Wasserkühlung des Ofens kann durch eine Luftkühlung ersetzt werden.
- Durch die spezielle Führung des Beschichtungs- und Trägergases entfällt auch die Wasserkühlung des Gaseintrittsortes.
- Der Aufbau der Anströmeinheit erlaubt das Abziehen der fertig beschichteten, heißen Partikeln in sehr einfacher Weise durch Schwerkraft. Hierdurch kann der Durchsatz des zu beschichtenden Materials erheblich gesteigert werden.

## 2. GRUNDLAGEN ZUR FUNKTION DER ANSTRÖMEINHEIT

### 2.1 Beschreibung der Arbeitsweise der Anströmeinheit

Die Anströmeinheit ist in Abb. 1 gezeigt.

Das Beschichtungsgas verläßt das Zuführungsrohr, bildet einen freien laminaren Zentralstrahl und tritt zentrisch durch die Blendenöffnung in das Partikelbett ein. Der Durchmesser der Blendenöffnung ist größer als der des Zentralstrahles, so daß der Zentralstrahl die Blendenkante nicht berührt.

Das Zuführungsrohr hat Kreisquerschnitt. Es ist axial verschiebbar. Der Abstand zwischen Zuführungsrohr und Blendenunterseite ist so bemessen, daß die Temperatur am oberen Ende des Zuführungsrohres unterhalb der Zersetzungstemperatur des Beschichtungsgases liegt,



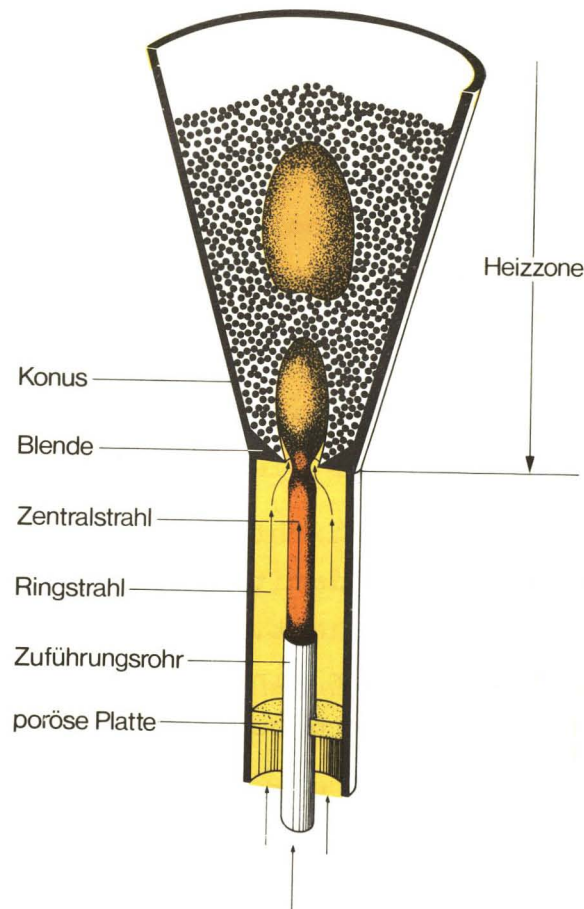


Abb. 1: Schematische Darstellung der Anströmeinheit mit laminarer Gasführung

Konzentrisch um das Zuführungsrohr und den Zentralstrahl wird ein Ringstrahl aus Trägergas geführt. Das Trägergas tritt durch den Ringspalt zwischen Zentralstrahl und Blendenkante in das Partikelbett ein. Über der Blendenöffnung bildet sich i. a. eine Blase aus, in der Beschichtungs- und Trägergas durch Verwirbelung vermischt werden. Nachdem die Blase ein bestimmtes Volumen erreicht hat, steigt sie durch den sich ergebenden Auftrieb nach oben. Nach Ablösen einer Blase von der Blendenöffnung bildet sich dort eine neue aus. Bildung und Aufsteigen der Blasen erfolgen mit einer bestimmten Frequenz.

Die poröse Platte erzwingt eine rotationsfreie Strömung mit radial gleichmäßigem Geschwindigkeitsprofil für den Ringstrahl.

## 2.2        Einzuhaltende Bedingungen

### 2.2.1      Laminarität des Zentralstrahles

Voraussetzung für ein einwandfreies Arbeiten der Anströmeinheit ist die Laminarität des Zentralstrahles. Bei Turbulenz des Zentralstrahles werden je nach Turbulenzgrad die Blendenkante sowie Oberflächen der Blende und des Ringkanals mit Beschichtungsgas benetzt. Da an diesen Flächen Beschichtungstemperatur herrscht, entstehen hier Ablagerungen des Beschichtungsmaterials, die das Strömungsverhalten der Anströmeinheit negativ beeinflussen und schließlich zur Verstopfung der Blendenöffnung führen,

Die geforderte Qualität der Schichtmaterialien ist u. a. eine Funktion der Aufwachsrate und damit abhängig vom Angebot des Beschichtungsgases pro Zeiteinheit. Das bedeutet, daß die Laminarität des Zentralstrahles für einen möglichst großen Bereich des Gasangebotes garantiert sein muß.

In Abb. 2 ist, in Abhängigkeit verschiedener Parameter, der laminare Bereich des Zentralstrahles als Funktion des Trägergasangebotes angegeben. Die die Strömung beschreibenden Reynolds'sche Zahlen  $Re$  wurden für den Zentralstrahl sowie für den Ringstrahl mit  $Re_{krit} = 2300$  normiert. Die Parameter sind

- $V_{PS}$     -    Bettbeladung
- $d_Z$      -    Durchmesser des Zentralstrahles
- $d_B$      -    Durchmesser der Blendenöffnung
- $D$        -    äußerer Durchmesser des Ringstrahles
- $h$        -    Länge des freien Zentralstrahles

Die oberen Kurven in Abb. 2 zeigen den Umschlag der Strömung des Zentralstrahles von turbulent zu laminar. Die unteren Kurven sind die Grenzkurven vom laminaren zum flackernden /1/ Strahl. Zwischen beiden Kurvenscharen liegt der zu nutzende laminare Bereich des Zentralstrahles.

Die Abhängigkeit des laminaren Bereiches von der Bettbeladung ist vernachlässigbar gering /1/.

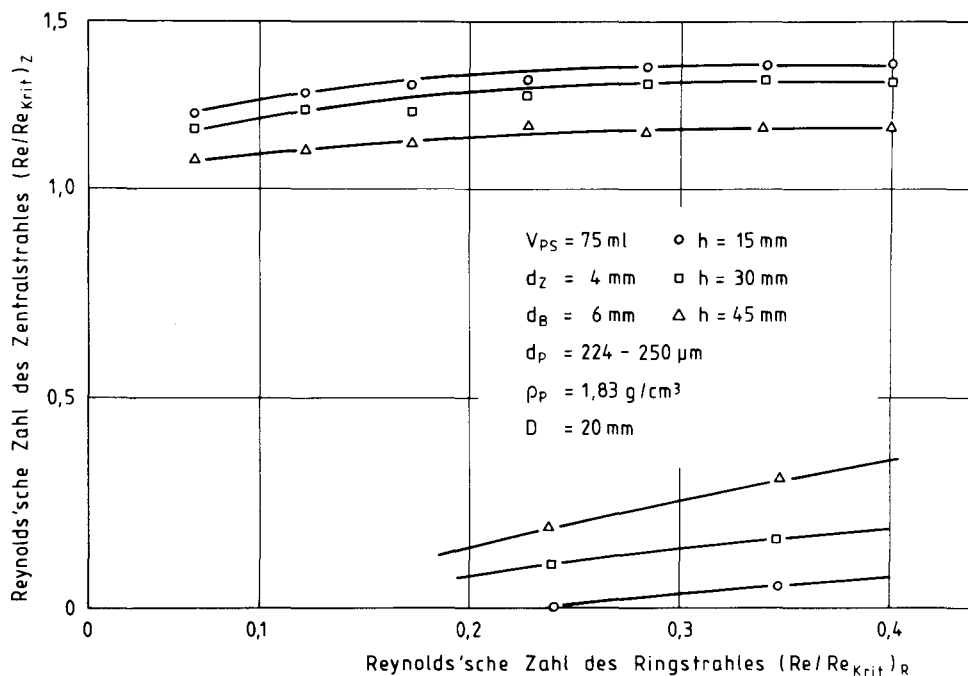


Abb. 2: Abgrenzung des laminaren Bereiches des Zentralstrahles /1/

### 2.2.2 Balancegeschwindigkeit für das Partikelbett

Der Durchmesser der Blendenöffnung der Anströmeinheit ist weit-  
 aus größer als der Durchmesser eines zu beschichtenden Brenn-  
 stoffkerns. Damit die Kerne während des Beschichtungsvorganges  
 den Konus nicht nach unten hin durch die Blendenöffnung ver-  
 lassen, muß der auf sie wirkenden Summe der abwärtsgerichteten  
 Kräfte (Schwerkraft + Beschleunigungskraft) eine Gleichgewichts-  
 kraft entgegengesetzt werden. Diese Gleichgewichtskraft wird  
 durch den Gasstrom, mit dem das Partikelbett angströmt wird,  
 erzeugt. Die hierfür notwendige Gasgeschwindigkeit ist die  
 Balancegeschwindigkeit für das Partikelbett.

Bei der Anströmeinheit ist der Durchmesser des Zentralstrahles  
 kleiner als der der Blendenöffnung. Ausgehend von der Funktions-  
 weise der Anströmeinheit ist die Balancegeschwindigkeit  $u_B$  für  
 das Partikelbett definiert als die Geschwindigkeit, die bei  
 einer bestimmten Zentralstrahlgeschwindigkeit im Ringspalt



zwischen Zentralstrahl und Blendenkante mindestens herrschen muß, um die Partikeln daran zu hindern, den Beschichtungsraum nach unten hin zu verlassen.

Abb. 2.3 zeigt die für verschiedene Kombinationen  $d_Z$  und  $d_B$  in Versuchen ermittelten Balancegeschwindigkeiten.

Zwei wichtige Größen, die die Balancegeschwindigkeit beeinflussen, sind der Fluidisierungsgrad und die Form der Bettbewegung. Beide sind unter bestimmten Bedingungen miteinander verknüpft.

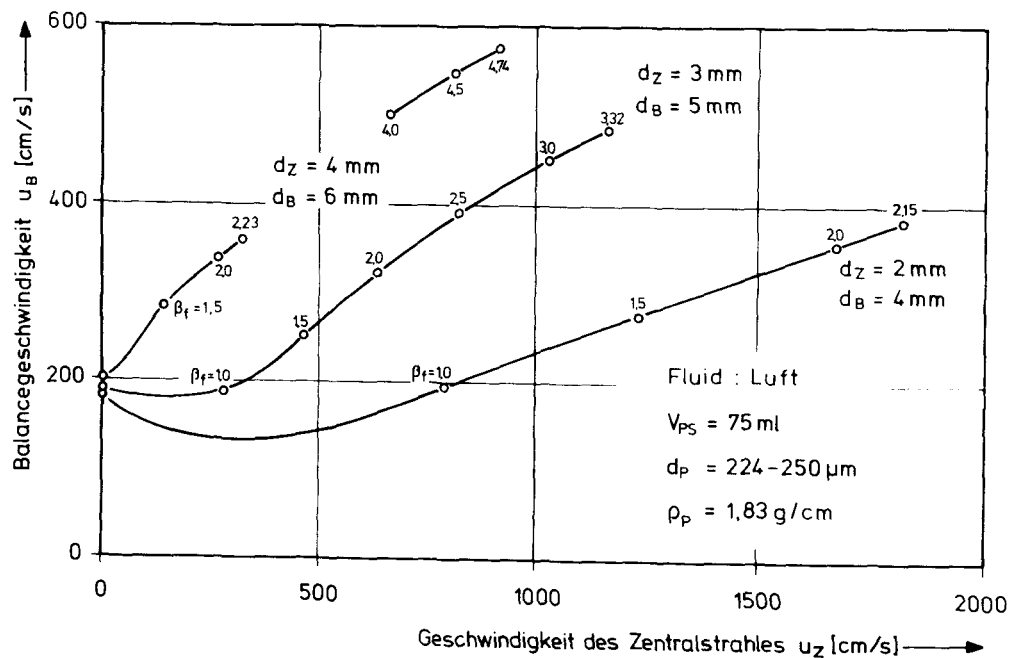


Abb. 2.3: Balancegeschwindigkeit  $u_B$  als Funktion der Zentralstrahlgeschwindigkeit  $u_Z$  /1/

Der Fluidisierungsgrad, der ein Maß für die Intensität der Bettbewegung ist, ist definiert als Quotient aus momentaner Leerrohrgeschwindigkeit  $u_o$  und minimaler Fluidisiergeschwindigkeit  $u_{mf}$  /1/.

$$\beta_f = \frac{u_o}{u_{mf}} \quad (2.1)$$

$\beta_f$  wächst mit steigender Geschwindigkeit des Zentralstrahles. Je größer der Fluidisierungsgrad ist, umso intensiver ist die Bettbewegung und umso größer wird auch die Balancegeschwindigkeit.

Im konischen Wirbelbett werden mit steigendem Gasangebot bzw. mit steigender Anströmgeschwindigkeit und damit mit steigender Intensität der Bewegung die Bewegungsformen

- ruhendes,
- blasenbildendes,
- stoßendes und
- sprudelndes Bett

durchlaufen. Im Falle der Anströmeinheit bedeutet das, daß die Balancegeschwindigkeit für das sprudelnde Bett größer ist als für das blasenbildende oder das stoßende Bett.

Neben den oben genannten Bewegungen tritt unter bestimmten Bedingungen eine zusätzliche, die schaukelnde Bettbewegung auf /1/. Bei der schaukelnden Bettbewegung kann eine Balancegeschwindigkeit nicht bestimmt werden. Selbst "sehr hohe" Ringspaltgeschwindigkeiten reichen hier nicht aus, um die Partikeln am Durchtritt durch die Blendenöffnung zu hindern. Diese Tatsache wird durch die Unterbrechung des Kurvenzuges für  $d_z = 4 \text{ mm}$ ,  $d_B = 6 \text{ mm}$  in Abb. 2.3 veranschaulicht. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens der schaukelnden Bettbewegung wird größer mit

- größer werdendem Durchmesser der Blendenöffnung,
- kleiner werdendem Durchmesser der Partikeln,
- größer werdender spezifischer Dichte der Partikeln,
- geringer werdender Dichte des Anströmfluides,
- geringer werdendem Verhältnis spezifische Dichte zu Viskosität des Anströmfluides.

Sie nimmt mit zunehmender Bettbeladung ab.

### 3. VERGRÖSSERUNG DER ANSTRÖMEINHEIT

#### 3.1 Allgemeine Betrachtungen

Wie in Kapitel 1 gesagt wurde, wurde die Anströmeinheit im Labormaßstab, d. h. mit Chargengrößen von bis zu 200 g Schwermetall erfolgreich erprobt. Für einen industriellen Einsatz mit Chargengrößen von 1 kg Schwermetall und mehr ist eine entsprechende Erhöhung des Beschichtungsgasangebotes erforderlich. Als einfachste Lösung bietet sich hier die gleichmäßige geometrische Vergrößerung aller Teile der Anströmeinheit an. Diese Möglichkeit führt aber aus zwei Gründen nicht zum Ziel.

1. Mit größer werdendem Durchmesser des Zuführungsrohres wird bei gleicher Reynolds'scher Zahl die Geschwindigkeit des Zentralstrahles geringer ( $Re \propto u \cdot d$ ). Damit nimmt die Stabilität des Strahles ab. Sein Verhalten nähert sich dem des flackernden Strahles.
2. Mit größer werdender Blendenöffnung wächst die Wahrscheinlichkeit des Auftretens der schaukelnden Bettbewegung und damit die Wahrscheinlichkeit des Verlustes von Partikeln.

#### 3.2 Theoretische Grundlagen

##### 3.2.1 Erhöhung des Beschichtungsgas-Angebotes

Die hier gestellte Aufgabe läßt sich auf das Problem zurückführen, den Durchsatz durch ein Rohr mit gegebener freier Querschnittsfläche unter Beibehaltung des Strömungsverhaltens des Fluides, also unter Beibehaltung der Reynolds'schen Zahl, zu erhöhen. Eine Möglichkeit hierfür ergibt sich durch die Unterteilung des Rohrquerschnittes oder durch die Ausführung des Rohres als Rohrbündel\*.

---

\*Patent angemeldet



Gegeben sei wie in Abb. 3.1 dargestellt:

1. Ein Rohr 1 mit einer offenen Querschnittsfläche  $F_1$  und mit einem hydraulischen Durchmesser  $d_{H1}$ .
2. Ein Rohrbündel aus  $z$  Rohren mit dem offenen Querschnitt  $f_2$  und dem hydraulischen Durchmesser  $d_{H2}$ . Die gesamte offene Querschnittsfläche des Rohrbündels sei

$$F_2 = z \cdot f_2 \quad (3.1)$$

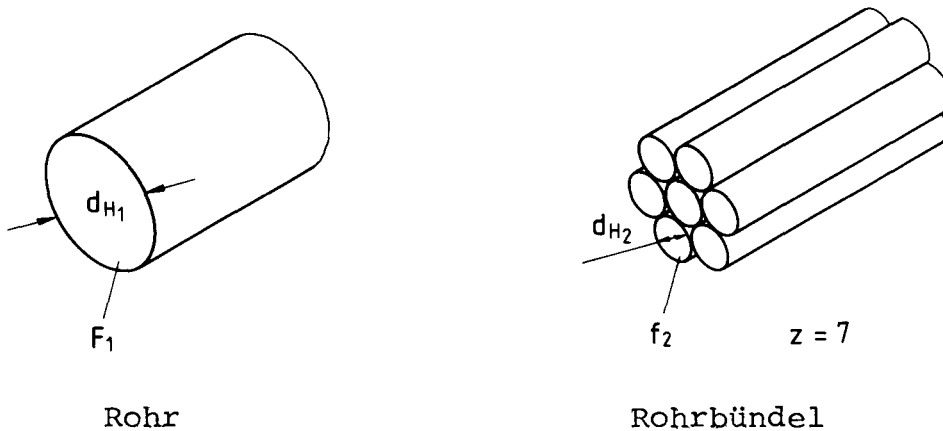


Abb. 3.1: Rohr und Rohrbündel

Unter der Voraussetzung, daß die offenen Querschnittsflächen beider Anordnungen gleich sind, also

$$F_1 = F_2 = z \cdot f_2 \quad (3.2)$$

erhält man aus der Gleichung für die Reynolds'sche Zahl

$$Re = \frac{u \cdot d_H}{\nu} \quad (3.3)$$

mit

$$F = \frac{d_H^2 \pi}{4} \quad (3.4)$$

und mit dem Durchsatz  $\dot{Q}$

$$\dot{Q} = F \cdot u \quad (3.5)$$

wobei  $u$  die Strömungsgeschwindigkeit des Fluides ist, für beide Anordnungen

$$d_{H1} \cdot \dot{Q}_1 = Re_1 \cdot d_{H1}^2 \cdot \frac{\pi}{4} \cdot v_1 \quad (3.6)$$

$$d_{H2} \cdot \dot{Q}_2 = Re_2 \cdot d_{H2}^2 \cdot \frac{\pi}{4} \cdot v_2$$

Für gleiches Fluid und für einen bestimmten Strömungszustand in beiden Anordnungen, also

$$v_1 = v_2 \quad (3.7)$$

und

$$Re_1 = Re_2 \quad (3.8)$$

erhält man aus Gleichungen (3.6)

$$\frac{\dot{Q}_2}{\dot{Q}_1} = \frac{d_{H2} \cdot z}{d_{H1}} \quad (3.9)$$

Es kann gezeigt werden, daß unter der Voraussetzung von Gleichung (3.2), d. h. für gleiche offene Querschnitte für das Rohr und das Rohrbündel gilt

$$d_{H2} \cdot z > d_{H1}, \quad (z > 1) \quad (3.10)$$

Weiterhin kann gezeigt werden, daß das Produkt  $d_{H2} \cdot z$  gegenüber  $d_{H1}$  umso größer wird, je größer  $z$  und je kleiner dementsprechend  $d_{H2}$  bei gleicher Querschnittsfläche

$$f_2 = z \cdot f = z \cdot d_{H2}^2 \cdot \frac{\pi}{4} \quad (3.10)$$

gewählt wird.

Das aber bedeutet nach Gleichung (3.9), daß bei gleichem Strömungsverhalten des Fluides und für gleiche offene Querschnitte der Durchsatz durch das Rohrbündel immer größer ist als der durch das Rohr. Weiterhin,  $\dot{Q}_2$  wird umso größer, je mehr Rohre  $z$  mit entsprechend kleinerem Durchmesser  $d_{H2}$  für das Rohrbündel verwendet werden.

Gleichung (3.9) ist für das Beispiel eines Rohres mit einem Durchmesser von  $d_{H1} = 8 \text{ mm}$  in Abb. 3.2 graphisch dargestellt.

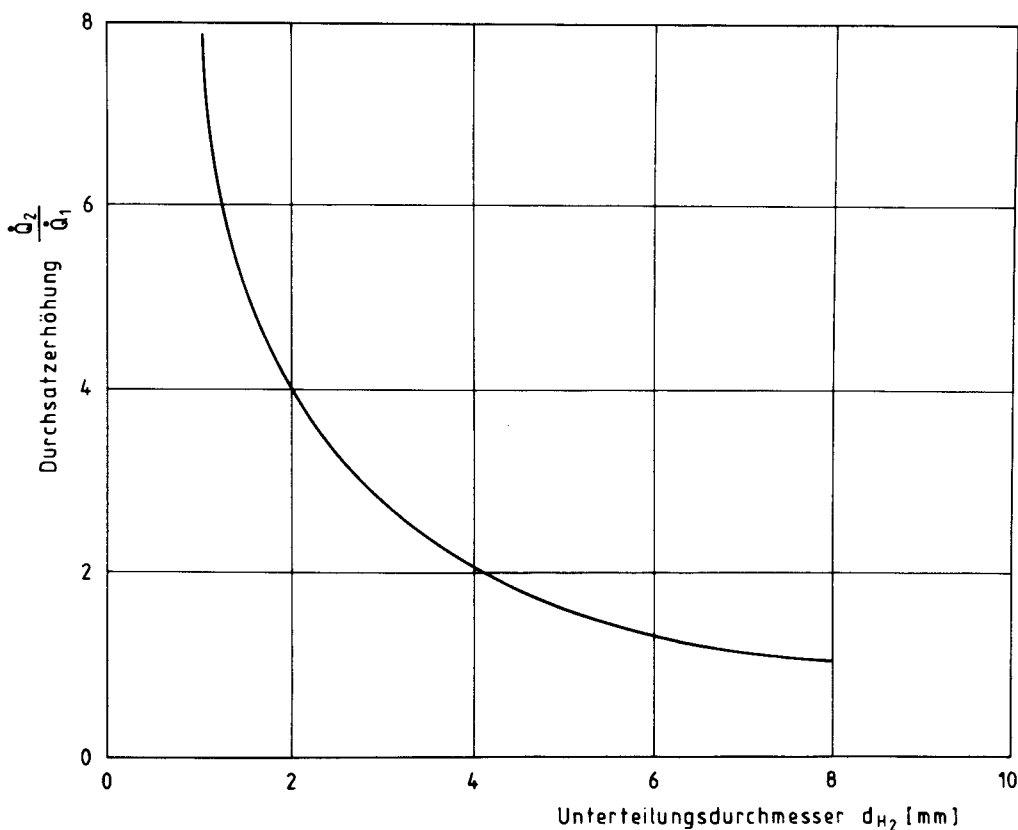


Abb. 3.2: Durchsatzzerhöhung  $\frac{\dot{Q}_2}{\dot{Q}_1}$  durch Rohrunterteilung als Funktion des Unterteilungsdurchmessers  $d_{H2}$ . ( $d_{H1} = 8 \text{ mm}$ ,  $F_1 = F_2 = 50,265 \text{ mm}^2$ )



### 3.2.2 Balancegeschwindigkeit für das Partikelbett

Die Balancegeschwindigkeit eines unbeschleunigten Partikels im Wirbelbett kann wie folgt berechnet werden /1/.

$$u_B = \frac{4}{3} \frac{1}{c_w} dp \frac{(\rho_P - \rho_F)}{\rho_F} \quad (3.15)$$

Hier bedeuten

- $c_w$  - Widerstandsbeiwert eines Partikels
- $d_P$  - Durchmesser eines Partikels
- $\rho_P$  - Dichte eines Partikels
- $\rho_F$  - Dichte des anströmenden Fluides

Der Widerstandsbeiwert  $c_w$  ist eine Funktion der auf den Partikelndurchmesser bezogenen Reynolds'schen Zahl. Für  $c_w$  gilt /1/

$$c_w(Re) = 1,33 \epsilon_{mf}^{1,65} \left( 150 \frac{1 - \epsilon_{mf}}{Re} + 1,75 \right) \quad Re < 100 \quad (3.16)$$

Für das beschleunigte Partikel im Wirbelbett kann die Balancegeschwindigkeit rechnerisch nicht bestimmt werden. Sie wird daher i. a. in Modellversuchen ermittelt.

Die Übertragung von Ergebnissen aus Modellversuchen auf die Hauptausführung erfolgt über Ähnlichkeitskennzahlen. Im hier vorliegenden Falle ist diese Ähnlichkeitskennzahl gegeben durch /1/

$$Be = \frac{U_g^3 \rho_F}{g \nu (\rho_P - \rho_F)} \quad (3.17)$$

Hierbei sind

- $U_g$  - Freifallgeschwindigkeit eines Partikels
- $\rho_F$  - spezifische Dichte des Fluides
- $\rho_P$  - spezifische Dichte des Partikels
- $\nu$  - kinematische Zähigkeit des Fluides

In Tabelle 3.1 sind die für die experimentelle Bestimmung der Balancegeschwindigkeit (siehe hierzu Kapitel 3.3.4.2) errechneten Modelldaten angegeben.

	Hauptausführung	Modell
	ThO <sub>2</sub> -Kerne	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Kerne
Fluid	Argon	Luft
T [K]	1273	293
d <sub>p</sub> [μm]	400	160
ρ <sub>p</sub> [g/cm <sup>3</sup> ]	10	3,92
Be	8,4	9,6

Tab. 3.1: Zusammenstellung der Daten für  
Hauptausführung und Modell

In Kapitel 2.2.2 wurde die Balancegeschwindigkeit definiert als Quotient aus Balancedurchsatz und Fläche des Ringspaltes zwischen Zentralstrahl und Blendenkante. Für die Anordnung  $d_B < d_Z$  (siehe Kapitel 3.2.3) wird diese Definition nicht beibehalten, da die Fläche des Ringspaltes nicht mehr konstant, sondern vielmehr eine Funktion der Durchsätze von Zentral- und Ringstrahl ist.

Die Balancegeschwindigkeit für die Anordnung  $d_B < d_Z$  wird neu definiert, auf die Gesamtfläche der Blendenöffnung bezogen und durch einen \* gekennzeichnet.

$$u_B^* = \frac{\dot{Q}_B}{F_B} \quad (3.18)$$

### 3.2.3 Kontraktion des Zentralstrahles

Der Durchmesser der Blendenöffnung darf  $d_B = 7 \text{ mm}$  nicht überschreiten (siehe Abschnitt 3.3.4.2), wenn während der Beschichtung das Schaukeln des Partikelnbettes und damit der Verlust von Partikeln vermieden werden soll. Für Chargengrößen von 1 kg Schwermetall und mehr ist, bedingt durch das erforderliche Gasangebot, der größte Durchmesser des als Rohrbündel ausgeführten Zuführungsrohres größer als 7 mm ( $d_Z > 7 \text{ mm}$ ). Damit nun das Beschichtungsgas in das Partikelnbett eintritt, ohne die Blendenkante zu berühren, muß der Zentralstrahl in Blendenebene so kontrahiert werden, daß sein Durchmesser an dieser Stelle kleiner ist als der der Blendenöffnung\*. Siehe hierzu Abb. 3.3.

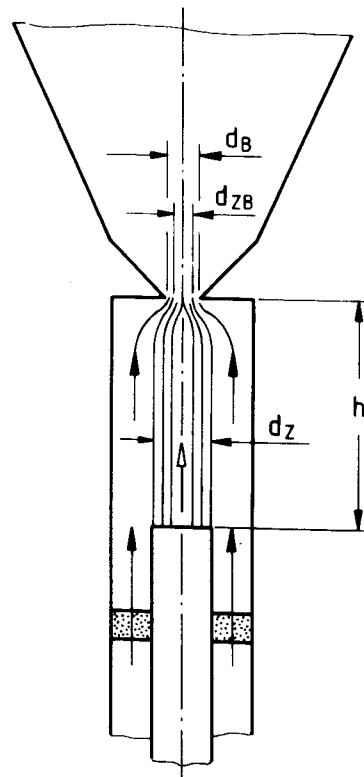


Abb. 3.3: Kontraktion des Zentralstrahles

---

\*Patent angemeldet



Um ein bestimmtes Beschichtungsangebot zu gewährleisten, muß sichergestellt sein, daß die Grenze des Umschlagens der Strömung des Zentralstrahles von laminar zu turbulent durch die Kontraktion nicht in Richtung kleinerer Reynolds'scher Zahlen und damit kleinerer Gasdurchsätze verschoben wird, d. h. es muß nachgewiesen werden, daß eine durch Kontraktion beschleunigte Strömung, bezogen auf die Laminarität, zumindest genauso stabil ist wie eine nicht kontrahierte Strömung. Dieser Nachweis soll anhand der Energiegleichung für die turbulente Strömung geführt werden.

Gegeben sei eine turbulente Strömung mit folgenden Bezeichnungen (Abb. 3.4).

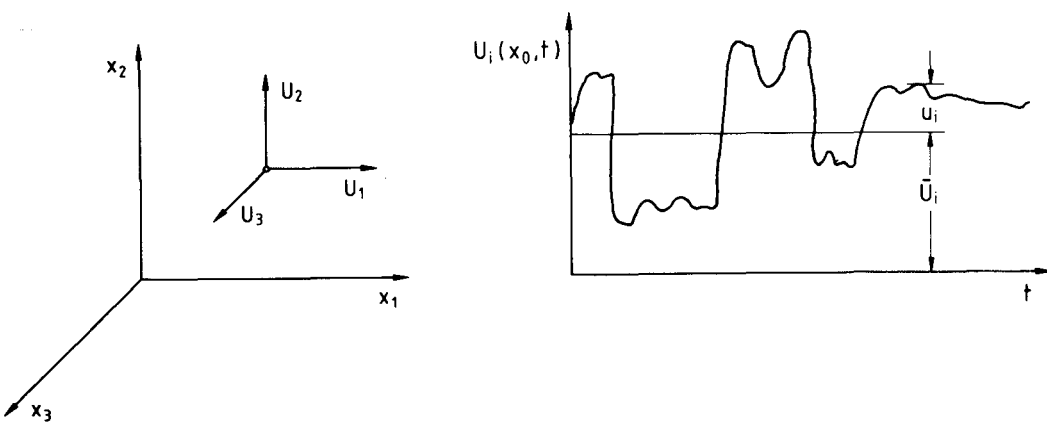


Abb. 3.4: Koordinatensystem und Bezeichnungen der Geschwindigkeiten für die turbulente Strömung

Hierbei bedeuten

- $\bar{U}_i$  - Mittelwert der Geschwindigkeit der turbulenten Strömung
- $U_i$  - momentane Geschwindigkeit
- $u_i$  - Fluktuationskomponente der Geschwindigkeit
- $\bar{q}^2$  - Mittelwert der kinetischen Energie der turbulenten Strömung
- $q^2$  - momentane kinetische Energie

$\bar{p}$  - Mittelwert des statischen Druckes in der turbulenten Strömung

$p$  - momentaner Druck

$p$  - Fluktuation des Druckes

Außerdem sei

$$U_i = \bar{U}_i + u_i$$

$$U_i U_i = \bar{U}_i^2 + 2 \bar{U}_i u_i + q^2 \quad (3.19)$$

$$p = \bar{p} + p$$

$$\bar{q}^2 = \bar{U}_1^2 + \bar{U}_2^2 + \bar{U}_3^2$$

Dann kann die Energiegleichung für die turbulente Strömung wie folgt geschrieben werden /2,3/.

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \frac{\bar{q}^2}{2} = & \underbrace{- \frac{\partial}{\partial x_i} u_i}_{\text{I}} \underbrace{\left( \frac{p}{\rho} + \frac{q^2}{2} \right)}_{\text{II}} - \underbrace{u_i u_j \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}}_{\text{III}} + \underbrace{\nu \frac{\partial}{\partial x_i} u_j \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{IV}} \\ & - \underbrace{\nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i}}_{\text{V}} \end{aligned} \quad (3.20)$$

Hierbei sind

- I - Zeitliche Änderung der kinetischen Energie der turbulenten Strömung
- II - Konvektive Diffusion der kinetischen Energie infolge Turbulenz
- III - Erzeugung kinetischer Energie durch den lokalen Geschwindigkeitsgradienten der mittleren Geschwindigkeit der turbulenten Strömung

- IV - Energie herrührend von Zähigkeitsspannungen im Fluid infolge Turbulenz
- V - Verlustenergie durch Reibung infolge Turbulenz

Betrachtet man nun, wie in Abb. 3.5 dargestellt, eine durch Kontraktion beschleunigte Strömung, so gilt

$$\frac{\partial U_1}{\partial x_1} > 0 \quad (3.21)$$

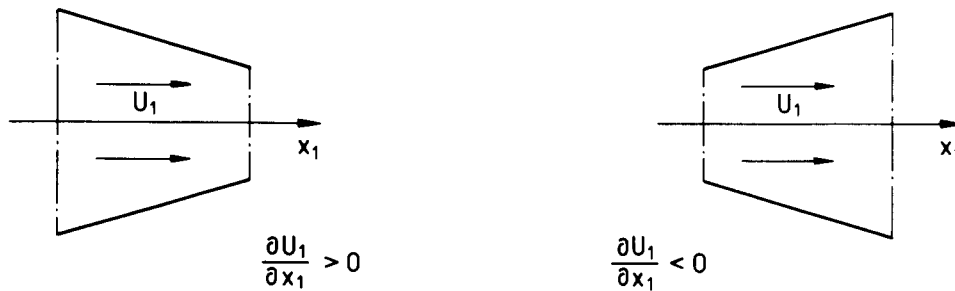


Abb. 3.5: Beschleunigte und verzögerte Strömung

Weiterhin ist dann

$$i = j \quad (3.22)$$

und man erhält Term III der Gleichung (3.13) zu

$$- u_i u_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = - u_1^2 \frac{\partial U_1}{\partial x_1} \quad (3.23)$$

Da bei einer beschleunigten Strömung

$$\frac{\partial U_1}{\partial x_1} > 0 \quad (3.24)$$

also positiv ist, ist der rechte Teil von Gleichung (3.23) bzw. Term III der Gleichung (3.20) immer negativ. Das bedeutet, daß infolge der Beschleunigung die Turbulenz in einer Strömung abnimmt. Oder anders gesagt, durch die Beschleunigung wird der

Umschlagpunkt in einer Strömung von laminar zu turbulent zu größeren Reynolds'schen Zahlen bzw. zu größeren Durchsätzen hin verschoben.

### 3.3 Experimentelle Untersuchungen

#### 3.3.1 Allgemeines

In einer Versuchsreihe wird untersucht, inwieweit durch die Ausführung des Zuführungsrohres der Anströmeinheit als Rohrbündel der Durchsatz bei laminarer Strömung gegenüber einem Zuführungsrohr aus einem einfachen Rohr erhöht werden kann. Die in Kapitel 3.2.1 abgeleitete Gleichung (3.9) gilt nur für die Rohrströmung. Einflüsse, die durch die Zuführung des Beschichtungsgases in das Partikelbett in Form eines freien Strahles entstehen, sind nicht berücksichtigt.

Mit der Geometrie der Anströmeinheit ändert sich die Balancegeschwindigkeit für das Partikelbett. Die Balancegeschwindigkeit wird für verschiedene Ausführungen des Zuführungsrohres in Abhängigkeit von der Blendenöffnung ermittelt.

Der Zentralstrahl muß in Blendenebene so kontrahiert werden, daß die Blendenkante vom Beschichtungsgas nicht benetzt wird. Hierfür ist, abhängig von den Daten des Zentralstrahles und vom Durchmesser der Blendenöffnung ein bestimmter Ringstrahldurchsatz erforderlich. Dieser Ringstrahldurchsatz wird ermittelt.

#### 3.3.2 Versuchsaufbau

Das Fließbild des Versuchsaufbaus ist in Abb. 3.6 gezeigt.

Das Modell der Anströmeinheit (1) ist aus Glas gefertigt (siehe Kapitel 3.3.2.1).

Die Durchsätze der in der Versuchsserie verwendeten Gase werden mittels Schwebekörper-Durchflußmessern bestimmt.

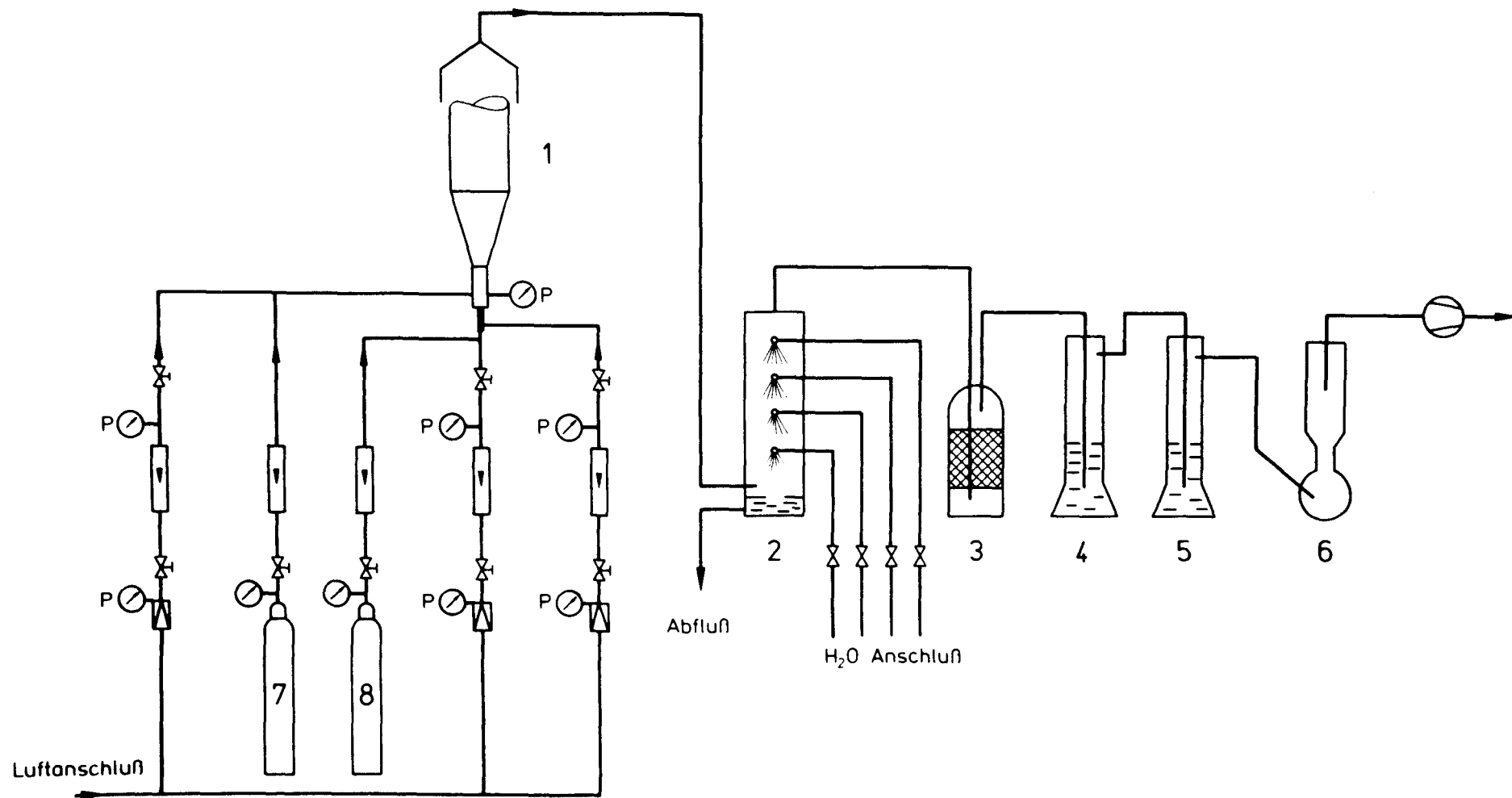


Abb. 3.6: Fließbild zum Versuchsaufbau zur Sichtbarmachung des Zentralstrahles



Das Abgas, das Ammoniumchlorid ( $\text{NH}_4\text{Cl}$ ) und Reste von Salzsäure ( $\text{HCl}$ ) und Ammoniak ( $\text{NH}_3$ ) enthält (siehe hierzu Kapitel 3.3.3), wird über eine Glocke abgesaugt. Es gelangt über einen Sprühdüsenwäscher (2) und eine Füllkörperkolonne (3), in denen das wasserlösliche  $\text{NH}_4\text{Cl}$  ausgewaschen wird, in zwei hintereinander geschaltete Waschflaschen (4) und (5). Hier werden die noch im Abgas vorhandenen Reste von  $\text{HCl}$  und  $\text{NH}_3$  neutralisiert. Der Waschbehälter (4) enthält Salpetersäure ( $\text{HNO}_3$ ), der Behälter (5) ist mit Natronlauge ( $\text{NaOH}$ ) gefüllt.

Der Trockenturm (6) verhindert, daß Flüssigkeit in die Pumpe gelangt.

Die Flaschen (7) bzw. (8) enthalten das zur Sichtbarmachung des Zentralstrahles benötigte Ammoniak und die Salzsäure.

#### 3.3.2.1 Modell der Anströmeinheit

Das Modell der Anströmeinheit ist in Abb. 3.7 dargestellt.

Die Wandungen des Modells sind aus Glas gefertigt.

Der Konus nimmt die Partikel auf. Er wird nach unten hin durch die Blende abgeschlossen.

Den Ringkanal bildet ein zylindrischer Glaseinsatz, der an seinem oberen Ende die Blende aufnimmt. Die Blende ist aus Messing gefertigt.

Blende und Zuführungsrohr können entsprechend der für die Versuchsdurchführung gewünschten Durchmesserkombinationen  $d_B$  und  $d_Z$  ausgewechselt werden.

Die poröse Platte ist eine Glasfritte.

Das Zuführungsrohr ist entweder als Rohrbündel oder als Einzelrohr ausgeführt. Koaxial um das Rohrbündel bzw. um das Einzelrohr ist ein zweites Rohr angeordnet. Durch den entstehenden Ringspalt wird das Gas für den Trennstrahl (siehe Kapitel 3.3.3) geführt. Das Zuführungsrohr ist aus nicht rostendem Stahl gefertigt. Abb. 3.8 zeigt verschiedene Ausführungen des Zuführungsrohres.

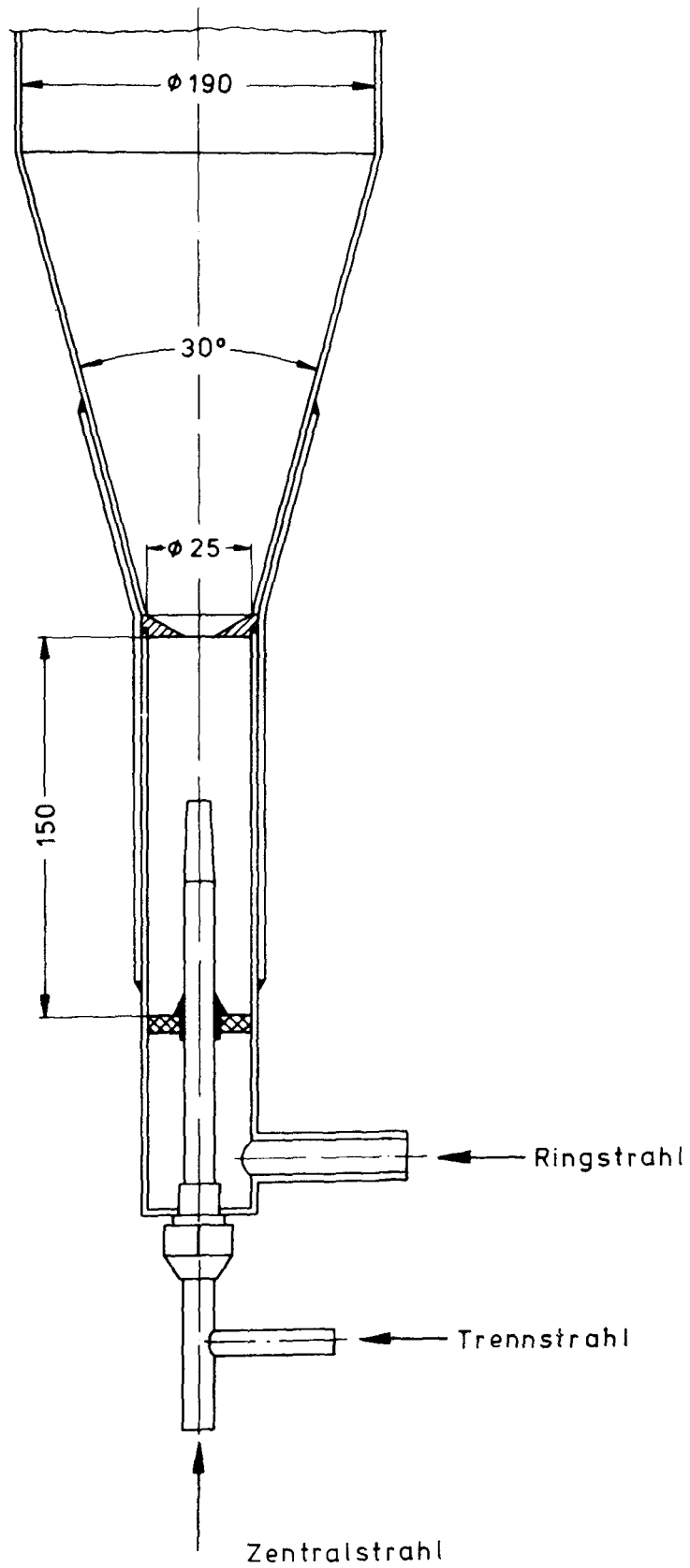


Abb. 3.7: Modell der Anströmeinheit mit Konus

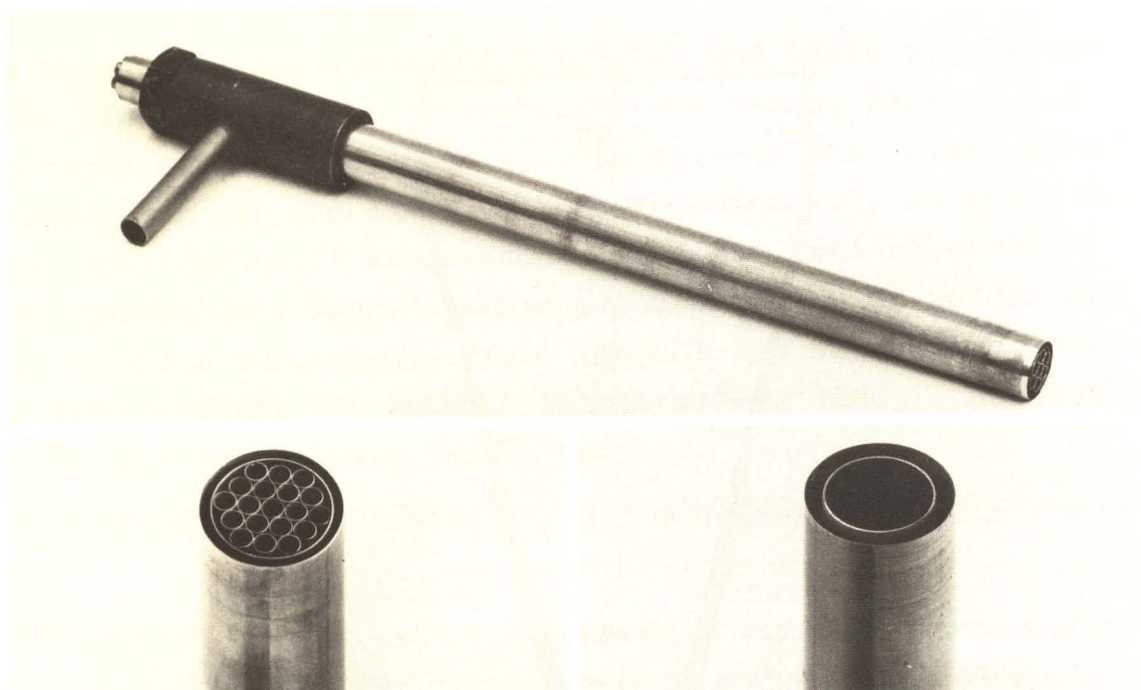


Abb. 3.8: Zuführungsrohr.  
Ausführung als Rohrbündel und als Einzelrohr

### 3.3.3 Erfassung der Meßdaten

Alle Gasdurchsätze werden mittels Schwebedurchflußmessern bestimmt.

Als einfache und gute Methode zur Bestimmung des Umschlagpunktes der Strömung des Zentralstrahles sowie zur Bestimmung der Kontraktion des Zentralstrahles bietet sich die Sichtbarmachung des Zentralstrahles an. Hierfür wird dem Ringstrahl eine bestimmte Menge Salzsäure ( $\text{HCl}$ ) und dem Zentralstrahl eine bestimmte Menge Ammoniak ( $\text{NH}_3$ ) beigelegt. An der Kontaktfläche beider Strahlen reagieren  $\text{HCl}$  und  $\text{NH}_3$  zu Ammoniumchlorid ( $\text{NH}_4\text{Cl}$ ).

Ammoniumchlorid ist ein feines weißes Salz, das gegen einen dunklen Hintergrund sehr gut sichtbar ist wie Abb. 3.9 zeigt.

Um zu verhindern, daß die Strömung des Zentralstrahles durch Aufwachsungen von  $\text{NH}_4\text{Cl}$  am Zuführungsrohrausgang beeinflußt wird, muß die Reaktionsgrenze des  $\text{HCl}$  mit dem  $\text{NH}_3$  von den Austrittsöffnungen des Zuführungsrohres ferngehalten werden. Das



Abb. 3.9: Modell der Anströmeinheit mit stark kontrahiertem Zentralstrahl

geschieht durch einen Trennstrahl, der den Zentralstrahl coaxial umhüllt (siehe Abb. 3.10).

Die Bestimmung des Umschlagpunktes der Strömung des Zentralstrahles von laminar zu turbulent erfolgt visuell.

Der Balancedurchsatz (Balancegeschwindigkeit) ist der einzustellende Ringstrahldurchsatz, bei dem gerade keine Partikeln mehr den Konus durch die Blendenöffnung nach unten hin verlassen.

Der für die Kontraktion des Zentralstrahles benötigte Ringstrahldurchsatz wird ermittelt, indem, ausgehend von einer Kontraktion des Zentralstrahles, bei der der Durchmesser des kontrahierten Strahles kleiner ist als die Blendenöffnung, der Ringstrahldurchsatz soweit reduziert wird, daß das Zentralstrahlgas die Blendenkante gerade benetzt.

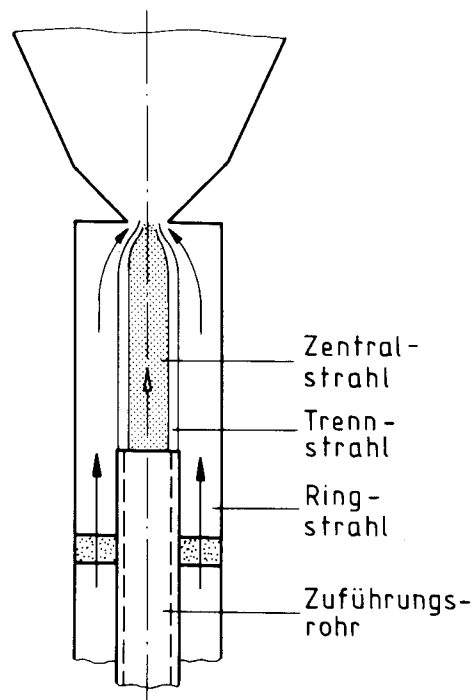


Abb. 3.10: Schematische Darstellung der Gasführung im Glasmodell



### 3.3.4-----Versuchsergebnisse

#### 3.3.4.1 Maximaler Zentralstrahldurchsatz

Kurve 2 der Abb. 3.11 zeigt den maximalen "laminaren" Durchsatz  $\dot{Q}_2$ , der erreicht wird, wenn das Zuführungsrohr als Rohrbündel aus Einzelrohren mit dem Durchmesser  $d_2$  ausgeführt ist, und die Länge des Zentralstrahles  $h = 50$  mm beträgt.  $\dot{Q}_2$  ist mit  $\dot{Q}_1$  normiert.  $\dot{Q}_1$  ist der entsprechende Durchsatz bei Verwendung eines Zuführungsrohres von  $d_1 = 8$  mm Durchmesser.

Kurve 1 in Abb. 3.11 ist die graphische Darstellung der Gleichung (3.9) für  $d_1 = 8$  mm. Sie ist identisch mit der Kurve der Abb. 3.2.

Für  $d_2 \geq 5$  mm ist die Kurve 2 praktisch identisch mit Kurve 1. Für  $d_2 < 5$  mm verläuft sie flacher und hat bei  $d_2 = 1,8$  mm ein Maximum. Das Maximum zeigt, daß der optimale Einzelrohrdurchmesser für das als Rohrbündel ausgeführte Zuführungsrohr  $d_2 = 1,8$  mm beträgt. Der erreichbare Durchsatz ist dann gegenüber einem Zuführungsrohr mit Kreisquerschnitt und  $d_1 = 8$  mm Durchmesser um den Faktor 3 größer.

Die Differenz zwischen Kurve 1 und Kurve 2 repräsentiert den "Verlust" zwischen der reinen Rohrströmung und der Strömung des Zentralstrahles mit der Länge  $h = 50$  mm.

Für Zentralstrahllängen  $h > 50$  mm verläuft Kurve 2 flacher als in Abb. 3.11 gezeigt. Das Maximum wird sich nach rechts verschieben und kleinere Werte annehmen. Es wird immer unterhalb der Kurve 1 liegen.

Mit kleiner werdenden Zentralstrahllängen  $h < 50$  mm verschiebt sich das Maximum der Kurve 2 nach links und nimmt größere Werte  $\dot{Q}_2/\dot{Q}_1$  an. Das Maximum und der Kurvenast rechts vom Maximum nähern sich mit kleiner werdender Zentralstrahllänge den Werten der Kurve 1 bis sie mit  $h = 0$  mit der Kurve 1 zusammenfallen.

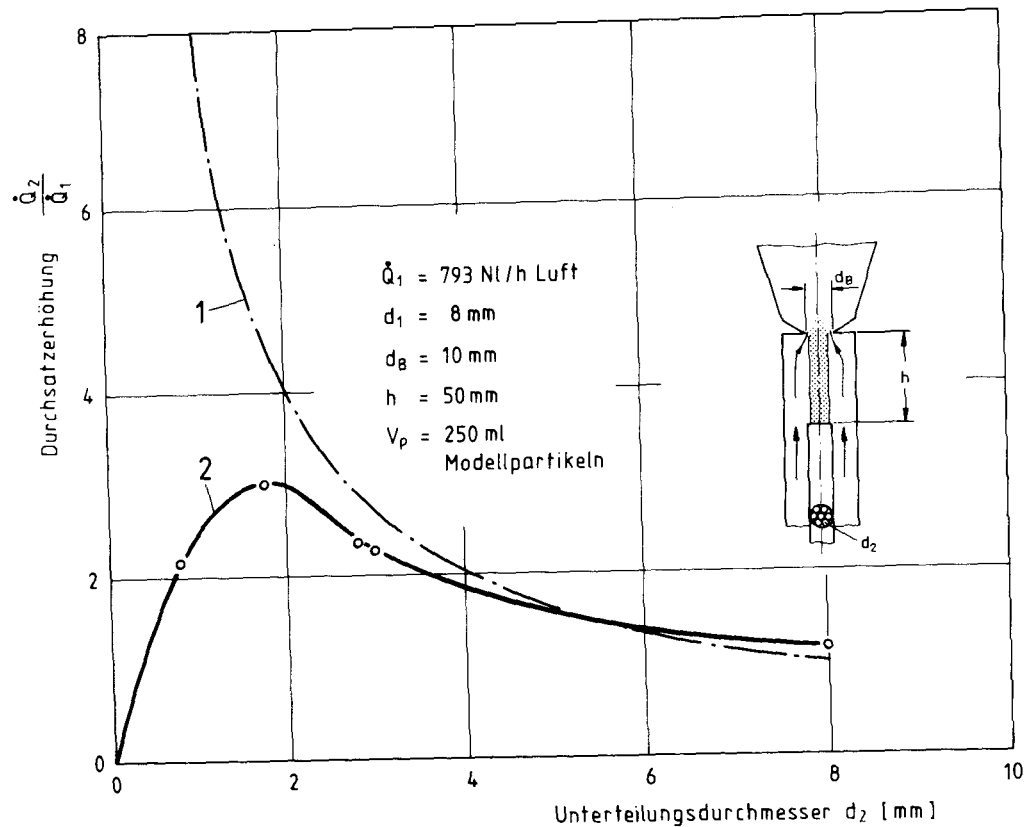


Abb. 3.11: Experimentell ermittelter Durchsatz  $\dot{Q}_2$  als Funktion des Einzelrohrdurchmessers  $d_2$  des Rohrbündels

#### 3.3.4.2 Balancegeschwindigkeit für das Partikelbett

Für zwei verschiedene Ausführungen des Zuführungsrohres, nämlich

- ein Rohrbündel aus 7 Röhrchen mit 3 mm Innendurchmesser und
- ein Rohrbündel aus 19 Röhrchen mit 1,8 mm Innendurchmesser

sind in Abb. 3.12 und 3.13 die Balancegeschwindigkeiten  $u_B^*$  für verschiedene Blendendurchmesser  $d_B$  als Funktion der Zentralstrahlgeschwindigkeit aufgetragen. Wie zu erwarten war, wird

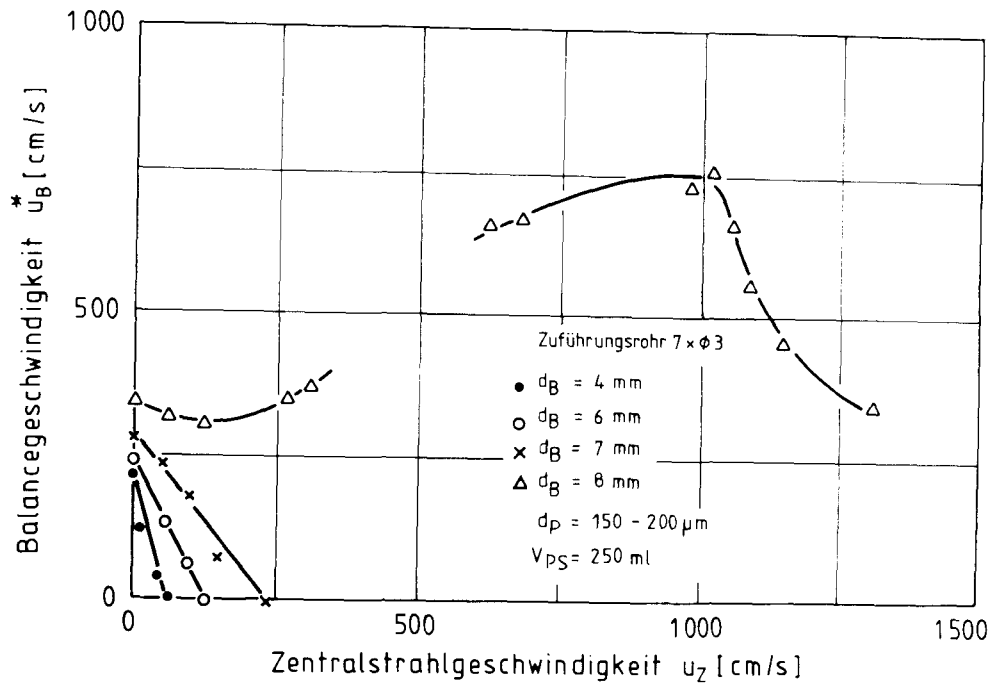


Abb. 3.12: Balancegeschwindigkeit  $u_B^*$  als Funktion der Zentralstrahlgeschwindigkeit  $u_Z$

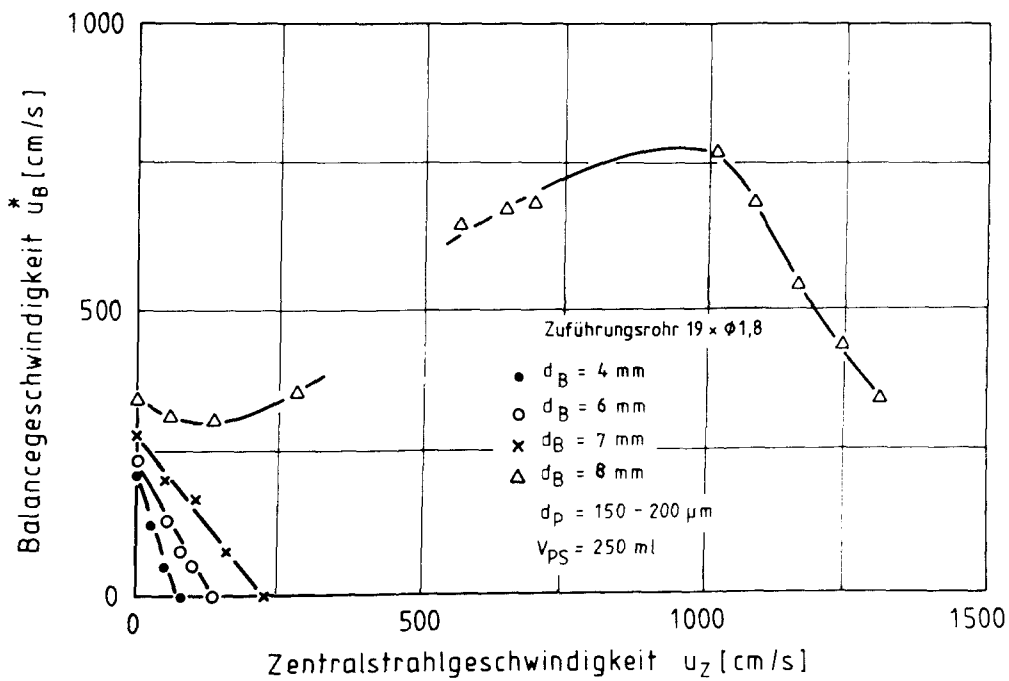


Abb. 3.13: Balancegeschwindigkeit  $u_B^*$  als Funktion der Zentralstrahlgeschwindigkeit  $u_Z$

die Balancegeschwindigkeit von der Ausführung des Zuführungsrohres, d. h. von der Anzahl und dem Innendurchmesser der das Rohrbündel bildenden Röhrchen nicht beeinflußt, solange die verwendeten Rohrbündel die gleiche Querschnittsform und den gleichen maximalen "Innendurchmesser" (gleich maximaler Außendurchmesser des Zentralstrahles) haben. Im hier vorliegenden Fall nähert sich der Querschnitt der Rohrbündel der Kreisform und der jeweilige maximale "Innendurchmesser" beträgt 9,8 mm.

Die Unterbrechung der Kurvenzüge der Balancegeschwindigkeit für  $d_B = 8$  mm zeigt, daß in diesem Bereich der Zentralstrahlgeschwindigkeit das Partikelnbett die schaukelnde Bewegung annimmt und daher eine Balancegeschwindigkeit nicht bestimmt werden kann.

Das Maximum der Kurven für  $d_B = 8$  mm kennzeichnet die maximal erreichbare laminare Strömungsgeschwindigkeit des Zentralstrahles. Bei Überschreiten dieser Geschwindigkeit wird die Strömung des Zentralstrahles turbulent, sein Querschnitt vergrößert sich und er deckt eine größere Fläche der Blendenöffnung ab, was in einer Reduzierung des Balancedurchsatzes und damit der Balancegeschwindigkeit resultiert.

Für  $d_B = 7$  mm,  $d_B = 6$  mm und  $d_B = 4$  mm geht die Balancegeschwindigkeit sehr schnell gegen Null. Der Grund hierfür ist, daß der Durchmesser  $d_Z$  des Zentralstrahles erheblich größer ist als der der Blendenöffnung  $d_B$ . Damit wird ab einem bestimmten Zentralstrahldurchsatz die gesamte Blendenöffnung vom Zentralstrahl ausgefüllt. Ein zusätzliches Gasangebot durch den Ringstrahl ist dann als Balancedurchsatz nicht mehr erforderlich.

#### 3.3.4.3 Grenzkurven des minimal möglichen Ringstrahldurchsatzes

Der Minstdurchsatz des Ringstrahles wird für einen vorgegebenen Zentralstrahldurchsatz durch zwei Grenzen bestimmt.

- Zum einen muß er so groß sein, daß die Balancegeschwindigkeit des Partikelnbettes erreicht wird,

- zum anderen muß eine ausreichende Kontraktion des Zentralstrahles erfolgen, damit das Beschichtungsgas die Blendenkante nicht benetzt.

Abb. 3.14 und 3.15 zeigen als voll ausgezogene Linien die Grenzkurven des für die Kontraktion des Zentralstrahles erforderlichen minimalen Ringstrahldurchsatz, ausgedrückt durch die die Strömung beschreibende Reynolds'sche Zahl. Für alle Werte oberhalb der jeweiligen Grenzkurve ist die Kontraktion des Zentralstrahles so stark ausgebildet, daß die Blendenkante vom Beschichtungsgas nicht berührt wird.

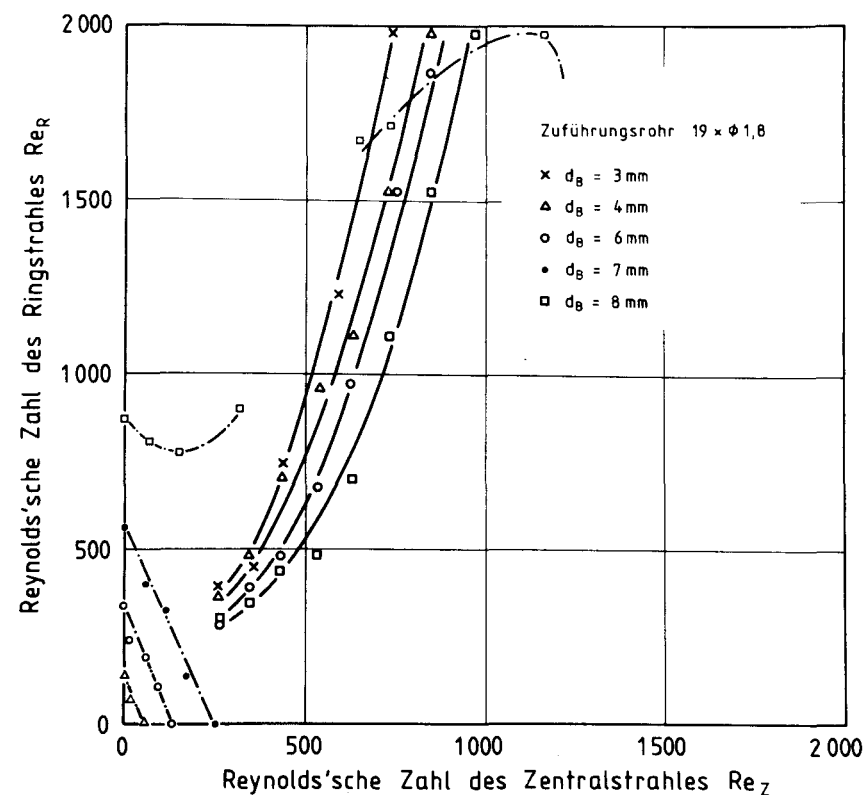
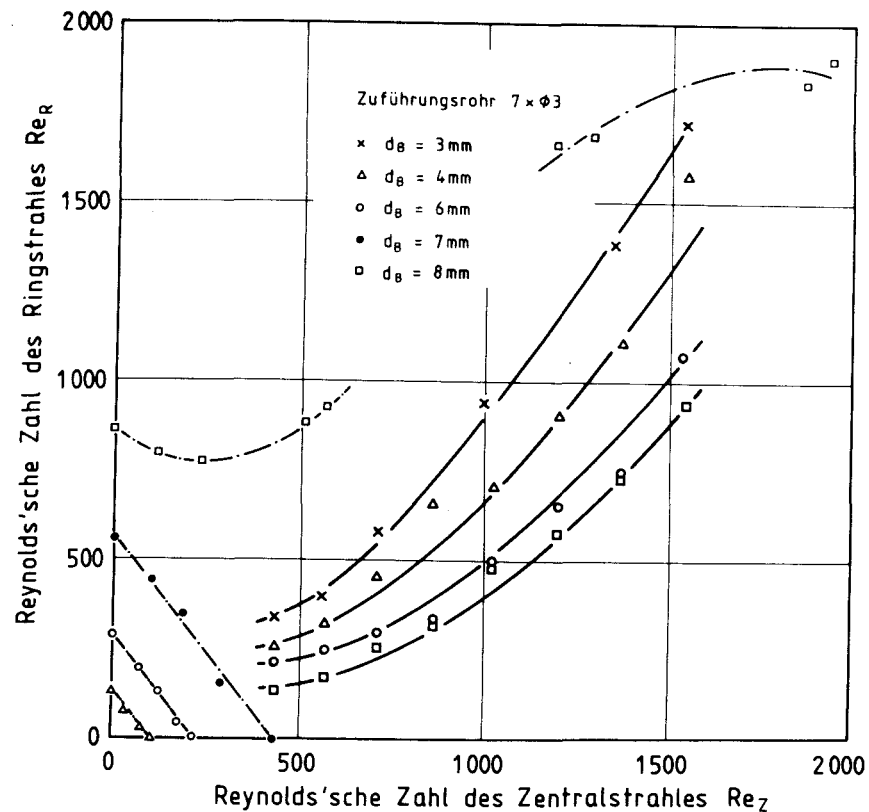
Der Verlauf der Grenzkurven zeigt, daß für kleiner werdenden Blendendurchmesser  $d_B$  der minimale Ringstrahldurchsatz ansteigt. Dies ist verständlich, da der Zentralstrahl mit kleiner werdendem  $d_B$  stärker eingeschnürt werden muß, d. h. stärker aus seiner ursprünglichen Richtung abzulenken ist. Hierfür ist ein Impuls erforderlich, der bei vorgegebenem Fluid nur durch eine Steigerung des Ringstrahldurchsatzes aufgebracht werden kann.

Nach unten hin, d. h. in Richtung kleiner Reynolds'scher Zahlen des Zentralstrahles werden die Grenzkurven durch das Auftreten des flackernden Strahles begrenzt. Die obere Grenze ist gekennzeichnet durch erste Turbulenzererscheinungen der Strömung des Zentral- bzw. des Ringstrahles.

Bei gleichem maximalen Innendurchmesser des Rohrbündels des Zuführungsrohres (hier 9,8 mm) ist zur Erreichung einer bestimmten Kontraktion des Zentralstrahles bei gleicher Reynolds'scher Zahl  $Re_Z$  für das Zuführungsrohr "19x3", (Abb. 3.14) eine höhere Reynolds'sche Zahl  $Re_R$  des Ringstrahles erforderlich als für das Zuführungsrohr "7x3" (Abb. 3.13). Der Grund hierfür liegt in der steigenden Strömungsgeschwindigkeit des Fluides des Zentralstrahles mit kleiner werdendem Innrohrdurchmesser der Einzelrohre des Rohrbündels. Hierdurch wird die Stabilität des Zentralstrahles erhöht. Für eine Kontraktion ist damit ein erhöhter Impuls des Ringstrahles erforderlich.

Die dünnen, strichpunktierten Kurven in Abb. 3.13 und 3.14 sind die durch die Reynolds'schen Zahlen ausgedrückten Balancegeschwindigkeiten für verschiedene Blendenöffnungen  $d_B$  (siehe





**Abb. 3.14:** Grenzkurven der minimal möglichen Reynolds'schen Zahl des Ringstrahles als Funktion der Reynolds'schen Zahl des Zentralstrahles

- Balancedurchsatz für das Partikelbett
- Für die Kontraktion des Zentralstrahles erforderlicher Ringstrahldurchsatz

**Abb. 3.15:** Grenzkurven der minimal möglichen Reynolds'schen Zahl des Ringstrahles als Funktion der Reynolds'schen Zahl des Zentralstrahles

- Balancedurchsatz für das Partikelbett
- Für die Kontraktion des Zentralstrahl erforderlicher Ringstrahldurchsatz

Kapitel 3.3.4.2).

Man erkennt, daß für  $d_B \leq 7$  mm die Balancegeschwindigkeit des Partikelnbettes für ein einwandfreies Arbeiten der Anströmeinheit ohne Einfluß ist.

#### 4. ABZIEHEN DER BESCHICHTETEN PARTIKELN

Die Anströmeinheit erlaubt in einfacher Weise das Entladen des Wirbelschichtofens durch Schwerkraft. Hierbei ist ein Abkühlen der Partikeln bzw. des Ofens nicht erforderlich.

In Abb. 4.1a und 4.1b sind der Aufbau einer Vorrichtung bzw. das Verfahren zum Abziehen der heißen, beschichteten Partikeln schematisch gezeigt\*.

Mit Beendigung des Beschichtungsvorganges wird der Beschichtungsgasstrom, der den Zentralstrahl bildet, durch Argon ersetzt. Der Argonstrom wird so eingestellt, daß die Geschwindigkeit des Zentralstrahles über der Freifallgeschwindigkeit eines nicht beschichteten Brennstoffkernes liegt. Hierdurch wird vermieden, daß beim Entladen Partikeln oder Ruß in das Zuführungsrohr gelangen, sich dort festsetzen und beim nächsten Beschichtungsvorgang als Störkörper wirken.

Für das Entladen wird die Gaszuführungslanze, die mit der Partikelnweiche und dem Partikelabzugsrohr sowie der Dichthülse eine feste Einheit bilden, abgesenkt. Das Absenken der Lanze erfolgt so weit, daß die Entfernung zwischen oberem Ende des Zuführungsrohres und der Zentrierbohrung in der porösen Platte größer ist als die Länge des laminaren Zentralstrahles. Hierdurch wird ein freier Abfluß der Partikeln durch die Zentrierbohrung gewährleistet.

Nach Abstellen des Trägergasstromes (Ringstrahl) herrscht in der Blendenöffnung noch immer die Balancegeschwindigkeit des Partikelnbettes, da die Geschwindigkeit des Zentralstrahles über der Freifallgeschwindigkeit eines Partikeln liegt und die

---

\*Patent angemeldet

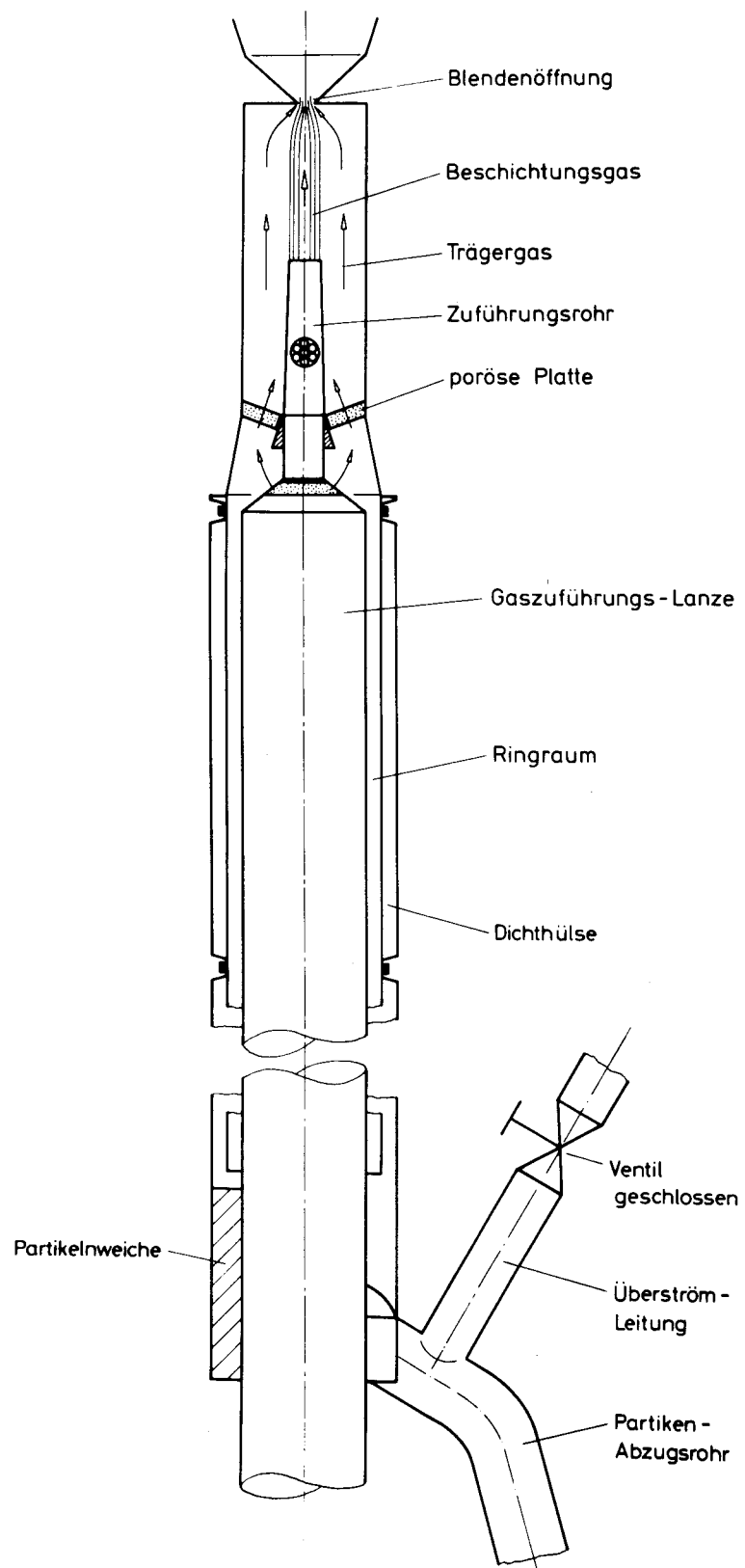


Abb. 4.1a: Anströmeinheit mit Partikelabziehvorrichtung.  
Position bei der Beschichtung

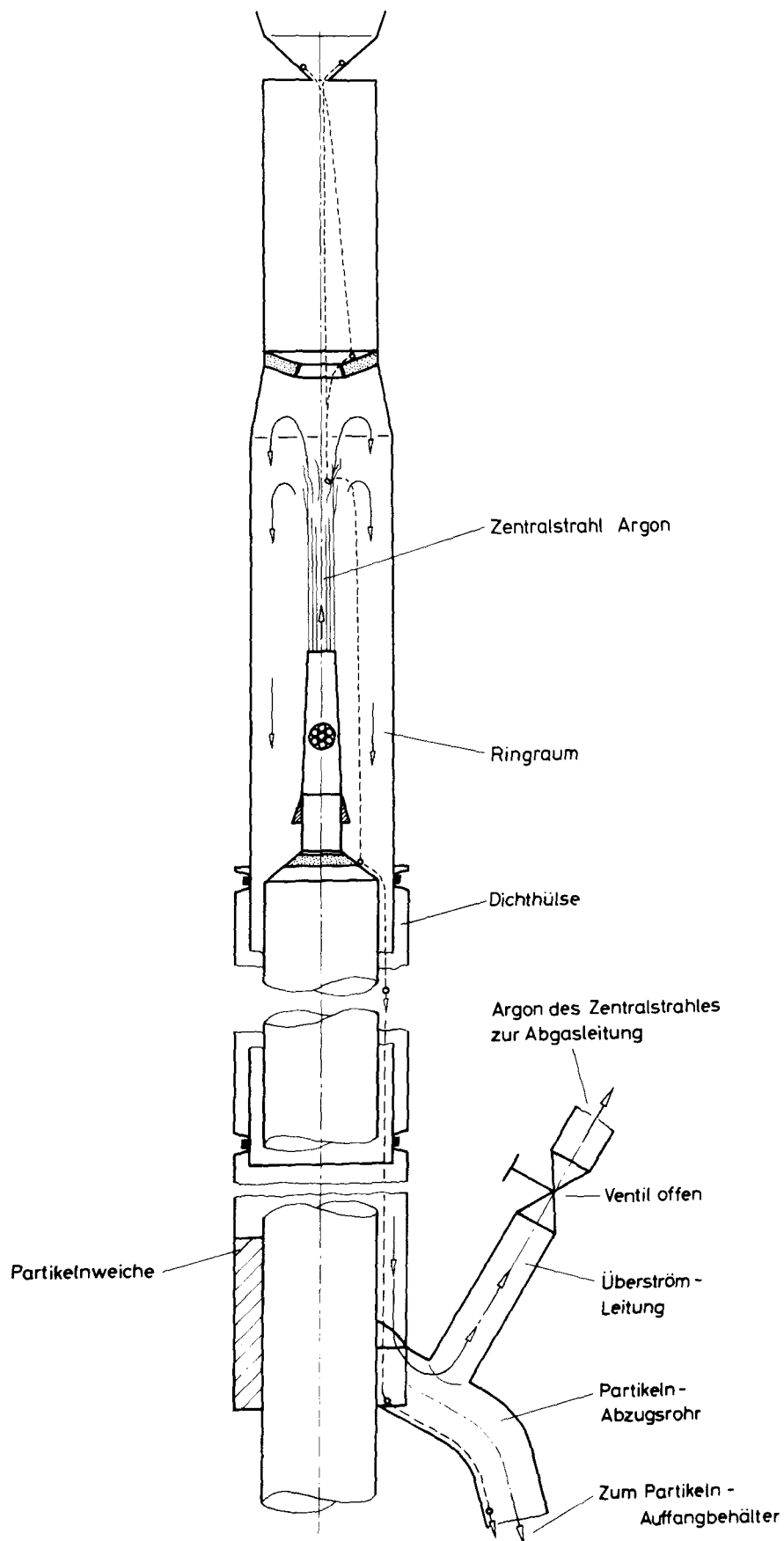


Abb. 4.1b: Anströmeinheit mit Partikelabziehvorrichtung.  
Position beim Abziehen der Partikeln

Blendenöffnung zudem kleiner ist als der Durchmesser des Zentralstrahles. Die Partikeln verbleiben daher trotz Drosselung des Trägergasstromes im Reaktionsrohr.

Im Gesamtraum unterhalb der Blendenöffnung herrscht ein Druck, der dem Druckverlust der Blende plus dem des Partikelnbettes entspricht. Wird das Ventil in der Überströmleitung geöffnet, entweicht der Gasstrom des Zentralstrahles hauptsächlich über diese Leitung, da der Druckverlust über die Leitung geringer ist als der über die Blendenöffnung und das Partikelnbett. Die Partikeln werden nicht mehr genügend angeströmt und fallen durch die Blendenöffnung nach unten. Sie gelangen über die poröse Platte, auf der sie zur Mitte rollen, über den Ringraum auf die Partikelnweiche. Von hier rollen sie durch das Partikelnabzugsrohr in den mit Inertgas gefüllten Auffangbehälter.

Die Partikelnweiche ist schraubenförmig ausgebildet. Ihre Stirnfläche bildet mit den sie radial begrenzenden Wandungen immer einen Winkel von  $90^{\circ}$ . Hierdurch wird ein Festklemmen von Partikeln zwischen Weichenoberfläche und radialer Wandung vermieden.

Durch Veränderung des Durchflußquerschnittes des Ventils in der Überströmleitung kann der Druckverlust über das Ventil und die Leitung variiert werden. Damit wird die Anströmung des Partikelnbettes beeinflusst und der Entladevorgang kontrolliert.

Ist der Entladevorgang abgeschlossen, wird das Ventil in der Überströmleitung geschlossen und die Gaszuführungslanze wird wieder nach oben in ihre Ausgangsposition gefahren. Der Trägergasstrom wird angestellt, und es kann mit einer neuen Beschichtung begonnen werden.

## 5. ZUSAMMENFASSUNG

Die Beschichtung des HTR-Brennstoffes mit Pyrokohlenstoff erfolgt im Wirbelschichtofen. Zur Einleitung des Beschichtungs- und Trägergases in das Wirbelbett werden geeignete Anströmeinheiten verwendet.

In der vorliegenden Arbeit wird über Untersuchungen zum scale up einer Anströmeinheit mit laminarer Gasführung berichtet.

Die mit der Vergrößerung der Anströmeinheit erforderliche Erhöhung des Beschichtungsgasangebotes wird durch die Verwendung eines Zuführungsrohres erzielt, das als Rohrbündel ausgeführt ist. Die theoretischen Grundlagen für diese Auslegung werden aufgezeigt, und in Versuchen werden die theoretischen Ergebnisse, angewandt auf das spezielle Problem der Anströmeinheit, bestätigt.

Mit der Vergrößerung der Anströmeinheit ändert sich die Balancegeschwindigkeit für das Partikelbett. In einer Versuchsreihe wird die Balancegeschwindigkeit in Abhängigkeit verschiedener Parameter bestimmt. Ihr Einfluß auf die Arbeitsweise der Anströmarbeit wird gewertet.

Die Auslegung der Anströmeinheit erfordert eine Kontraktion des laminaren Zentralstrahles, der durch das strömende Beschichtungsgas gebildet wird. Mit Hilfe der Energiegleichung für turbulente Strömung wird gezeigt, daß mit dieser Kontraktion keine Durchsatzverringerung, sondern vielmehr eine mögliche Durchsatzsteigerung des Beschichtungsgases verbunden ist.

Die Kontraktion des Zentralstrahles ist durch das Trägergasangebot kontrollierbar. Das für eine bestimmte erforderliche Kontraktion des Zentralstrahles erforderliche Trägergasangebot wird experimentell bestimmt.

Abschließend wird der Entwurf einer Vorrichtung für das Abziehen der heißen beschichteten Partikeln vorgestellt.



6. LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ E. Barnert  
Entwicklung einer Anströmeinheit für einen  
Wirbelschichtofen zur Beschichtung von HTR-  
Brennstoffkernen  
Jül-1457, Sept. 1977
- /2/ J.R. Maus, Jr.  
Introduction to Turbulence  
Vorlesung an der University of Tennessee,  
Space Institute, Tullahoma, TN, USA, 1972
- /3/ J.O. Hinze  
Turbulence  
Mc Graw-Hill Book Company  
New York, 1975